

**Experimente zur Anregung von  
Zentimeterwellen  
durch elektrische Entladung**



Experimente zur Anregung von Zentimeterwellen

durch elektrische Entladungen

Inauguraldissertation

sur

Erlangung der Doktorwürde

der

Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Ludwig-Maximilians-Universität

zu München

vorgelegt

von

Günther Kessel

aus

München

Juni: 1957

# *K u r z f a s s u n g*

*Berichterstatter:*

*Professor Dr. Walter Rollwagen*

*Tag der mündlichen Prüfung:*

*31. Juli 1957*

### Zusammenfassung:

Es wird gezeigt, dass Funkendipole, die in einen Hohlraumresonator gebracht werden, nicht ohne weiteres mit einem freistrahlen- den Funkendipol verglichen werden können. Bei der angegebenen Versuchsanordnung ist eine sehr kleine, aber messbare Wellenlängenabhängigkeit der austretenden Strahlung von den Dipoldimensionen vorhanden. Insgesamt geht aus den Versuchen hervor, dass für die Erzeugung sehr hoher Frequenzen die Wirkungsweise des klassischen Hertz'schen Funkensenders nicht mehr ohne weiteres angenommen werden darf.

### Einleitung:

Funkensender zur Anregung von Zentimeterwellen sind schon lange bekannt. Es sind aber bis heute die Vorgänge, die sich an den Funkenstäben im einzelnen abspielen, die Art und Weise wie der Funken die Anregungsarbeit leistet und die Frage der Ankopplung der Funkenstäbe an das umgebende Hohlraumfeld nicht genau untersucht worden. Mit der Entwicklung der Hohlleiter-Technik steht uns aber nun ein Messverfahren zur Verfügung, das genaue Untersuchungen zulässt. Diese Arbeit soll an die Veröffentlichungen von Anders<sup>1,2)</sup> anschliessen. Durch möglichst genaue Wellenlängen-Intensitäts- und Dämpfungsmessungen soll die Frage geklärt werden, ob und was für eine Abhängigkeit der austretenden Strahlung von den Dipoldimensionen vorhanden ist.

### 1.) Die experimentelle Anordnung.

Wir übernahmen für unsere Untersuchungen im wesentlichen die Anordnung von Anders<sup>1,2,3,4</sup>, in der technischen Ausführungsform vergleichbar mit dem Funkensender der Fa. Leybold<sup>5</sup>.

In ein kreisrundes Hohlrohr R, (Bild 1a) das durch zwei senkrecht zur Rohrachse stehende Metallblenden  $B_1$  und  $B_2$  zu einem abgeschlossenen Hohlraum ergänzt wird, werden durch Oeffnungen im Rohrmantel senkrecht zur Rohrachse zwei Glasrohre G eingeführt. In diese Glasrohre ist je ein Wolframstab als Elektrode D eingeschmolzen. Die Stäbe befinden sich symmetrisch zu den Abschlusswänden. Der Hohlraum ist mit Petroleum gefüllt. An den äusseren Stabenden wird die Hochspannung von etwa 10 KV 50 Hz über zwei Nebenfunkensrecken NF und zwei Dämpfungswiderstände R von einem Transformator T zugeführt. Bei Annäherung der Funkenstäbe D findet durch das Petroleum hindurch an den inneren Stabenden eine Entladung statt. Diese mittlere Funkenstrecke nennen wir Hauptfunkenstrecke F; in einem eng begrenzten Bereich ihres Elektrodenabstandes d, der etwa zwischen 1 und  $6 \cdot 10^{-2}$  mm liegt, gibt der Sender hochfrequente Energie ab. Die Nebenfunkensrecken NF hingegen haben einen unkritischen Elektrodenabstand von etwa 1,5 mm und befinden sich eingeschmolzen in das Glasrohr G in Luftatmosphäre. Durch Verändern des Abstandes der Nebenfunkensrecken wird im wesentlichen nur die Intensität der ausgekoppelten hochfrequenten Energie verändert; dieselbe wird über einen Schlitzspalt S, der sich in  $B_2$  senkrecht zu der Elektrodenachse befindet, aus dem Senderhohlraum ausgekoppelt. Diese hochfrequente Energie läuft in Form einer  $H_{11}$  - Welle in dem kreisrunden Senderrohr weiter bis zu dem Uebergangsstück U (Bild 1b), in welchem sich die  $H_{11}$  - Welle des Rundrohres in die  $H_{10}$  - Welle

des Rechteck-Rohres umwandelt. Diese  $H_{10}$  - Welle tritt nun in einen Abschwächer A ein, an dessen Ende sich die Lochblende L zum Wellenmesser W befindet und regt in diesem den  $H_{01}$  - Modus an, mit dem die Messungen ausgeführt werden. Der Wellenmesser W ist als Hohlraumresonator gebaut, dessen Abstimmkolben mit  $\pm 1 \cdot 10^{-2}$  mm bewegt werden kann, sodass relative Wellenlängenmessungen im Bereich der hundertstel Millimeter möglich sind. Um diese Messgenauigkeit auch wirklich zu erreichen, haben wir von vornherein von einer Variation des Senderhohlraumes abgesehen, um Spaltströme an einem beweglichen Abstimmkolben zu vermeiden. Bei den folgenden Messungen wurde die effektive primäre Stromstärke  $I_{pr}$  konstant gleich 0,75 A gehalten und nur Elektroden mit einem Durchmesser von  $\varnothing = 2$  mm verwendet. Der Resonanzraum des Funkensenders hatte eine Länge von 4 cm und einen Durchmesser von 3,8 cm.

## 2.) Wellenlänge als Funktion der Dipoldimensionen.

Der Wellenmesser ist für einen Abstimmbereich von etwa  $\lambda = 4,5$  bis 6,2 cm gebaut worden. In diesem Wellenlängenbereich konnte mit unserem Versuchsaufbau nur ein Intensitäts- u. Wellenlängenmaximum beobachtet werden. Bild 2 stellt die Ergebnisse der Wellenlängenmessung dar. Die Genauigkeit der Wellenlängenangaben beziehen sich nur auf die relativen Wellenlängen, nicht auf die absoluten. Es handelt sich um Mittelwerte aus 646 Messungen, damit der Einfluss des Vorfunkenabstandes auf die Wellenlänge so konstant wie möglich gehalten wurde. Die Elektrodenlänge l wurde zwischen 9 und 21 mm variiert. Bei kürzeren Elektroden war die ausgekoppelte Strahlungsintensität zu gering, während bei längeren Elektroden die aus dem Resonator herausschauenden Elektrodenenden als "Antennen" eine solch starke Störstrahlung aussenden, dass selbst mit einer symmetrisch abgeschirmten Leitung von der Diode zum Galvanometer eine Messung nicht mehr möglich war. - Aus Intensitätsgründen konnte bei diesen Messungen das Dämpfungsglied nicht verwendet werden.

Bild 3, Kurve 2a - c zeigt die Abhängigkeit der Wellenlänge vom Elektrodenabstand der Nebenfunkstrecken. Mit wachsendem Nebenfunktenabstand nimmt die Wellenlänge zu.

### 3.) Dämpfungsmessungen als Funktion der Dipoldimensionen.

Bild 4 stellt die Messung der Halbwertsbreiten der Strahlung dar, die den Oszillator verlässt. - Der Resonator wurde solange auf jeder Seite des Maximums verstimmt, bis das Galvanometer halbe Intensität zeigte. Die Differenz in den Wellenlängen der beiden Punkte links und rechts vom Maximum wurde abgelesen. Da der Resonator nur  $\frac{\lambda}{2}$  - Wellenlängenverschiebungen anzeigt, ist die abgelesene Abstimmskalenverschiebung direkt die halbe Halbwertsbreite:  $\frac{h}{2}$ , die in Bild 4 als Ordinate abgetragen ist. Bei der Halbwertsbreitenmessung wurde auf halbe Intensität eingestellt, also die Annahme gemacht, dass wir im quadratischen Teil unserer Richtleitercharakteristik arbeiten, was anzunehmen war, da immer in den beiden empfindlichsten Bereichen, also bei Strömen von wenigen  $\mu$ A gearbeitet wurde. Da keine Messleitung zur Nachprüfung vorhanden war, gebot schon die Vorsicht eine solche Annahme, da wir auf alle Fälle dann durch die Messung die obere Grenze der Halbwertsbreite erfasst haben. Insgesamt stellt Bild 4 das Ergebnis von 494 Messungen dar, die zur Mittelwertbildung herangezogen wurden. Zum Vergleich unserer Ergebnisse mit denen von Anders wollen wir die Halbwertsbreite  $\frac{h}{2}$  mit dem logarithmischen Dekrement  $\delta$  in Zusammenhang bringen: Eine Halbwertsbreite  $\frac{h}{2} \leq 4 \cdot 10^{-2}$  cm entspricht einem logarithmischen Dekrement

$\delta \leq 0,03$ . Dieser Wert stimmt mit den Messungen von Anders überein.

#### 4.) Intensitätsmessungen als Funktion der Dipoldimensionen.

Auch die Intensitätsmessungen wurden mit dem Wellenmesser durchgeführt. Es ist das Intensitätsmaximum in Skalenteilen des Galvanometerausschlages als Funktion der Dipollänge  $l$  und des Elektrodenabstandes  $d$  vermessen worden. Bild 5 zeigt die graphische Darstellung der Messergebnisse, wobei der Galvanometerausschlag Parameter ist: Hier handelt es sich wiederum um Mittelwerte aus 668 Messungen, bei denen der Einfluss der Vorfunkkenstrecken möglichst eliminiert wurde. Diese Messungen waren mit grossen Schwierigkeiten verbunden: Der Zustand der Vorfunkkenstrecken übt nämlich einen sehr grossen Einfluss auf die Intensität der Strahlung aus. Wenn z.B. nur ganz wenig Petroleum in die Vorfunkkenstrecke eindringt und durch Oxydation desselben Kohlenstoff gebildet wird, der sich an den Wänden der Glasrohre niederschlägt, so bilden sich Gleitfunken an den Wänden aus, die das Glas soweit erhitzen, dass es leitfähig wird. Dadurch kann der Hauptfunken über das umgebende Petroleum kurzgeschlossen werden, was grössenordnungsmässige Intensitätsschwankungen bewirkt. - Deshalb wurde bei diesen Messungen eine strenge Auswahl getroffen und nur diejenigen zur Mittelwertbildung herangezogen, bei denen nach Abschluss der Messung das Glasrohr, das die Vorfunkkenstrecke umgibt, völlig klar geblieben war. Der Sender arbeitet für Elektrodenabstände unter  $d \approx 3 \cdot 10^{-2}$  mm instabil. - Andererseits ist das Verbleiben in  $d_{\max}$  infolge des Elektroden-Abbrandes längere Zeit nicht möglich, sodass wir bei normalem Betrieb den Funkensender immer im 1. Quadranten von Bild 5 betreiben müssen.

#### 5.) Oszillographische Registrierung des Entladungsverlaufes.

Zur Darstellung des Spannungs- und Stromverlaufes wurde der Philips-

Oszillograph GM - 5654 mit Nachbeschleunigungsgerät GM - 4188 verwendet. Der Strahl wurde getriggert. Die einmalige Strahlablenkung ist mit Hilfe einer Morsetaste gesteuert worden. Um über eine Zeitmarke zu verfügen, wurde die Strahlintensität mit einem Mess-Sender moduliert. Das Schirmbild ist mit einer Rolleiflex (Tessar  $F = 3,5/75$  mm) photographiert worden. Das Aufnahmeformat war  $6 \times 6$ . Als Film wurde der Ilford H PS -  $\frac{27}{100}$  DIN - verwendet. Die Mess-Spannung wird vom Funkensender her über zwei (etwa 30 cm lange) gespannte Drähte als "Lecherleitung" direkt an die vertikalen Ablenkplatten geführt. Diese Mess-Spannung entsteht bei der Spannungs-Registrierung an einem hochohmigen Spannungsteiler (etwa  $1 : 20$ ), der zur Funkenstrecke parallel geschaltet ist, bzw. bei der Strom-Registrierung an einem niederohmigen Widerstand, der in Serie zur Funkenstrecke liegt. Um die uns interessierende Hauptfunkenstrecke allein untersuchen zu können, wurde bei der oszillographischen Registrierung die Nebenfunkensrecken kurz geschlossen. Diese Massnahme war auch notwendig, um dem Oszillographen die Steuerspannung zur Registrierung der Hauptfunkencharakteristik überhaupt zuführen zu können: Durch das Kurzschliessen der Nebenfunkensrecken ging die Intensität der ausgekoppelten Strahlung zwar stark zurück, verschwand aber nicht gänzlich. (Für  $l = 15$  mm noch etwa  $10 - 15$  Sktl.-) Die Spannung schwankt bei Funken in Luft (Bild 6) im 50 Hz - Rhythmus mit Zünd- und Löschspitzen hin und her und zeigt zwischen diesen Phasen eine stromunabhängige Entladungscharakteristik. Für eine Funkenstrecke in Petroleum (Bild 7) sinken die Zünd- und Löschspitzen ab und der (vorher) lineare Teil der Entladungscharakteristik ist konkav gekrümmt und verwischt. Die Spannungsverhältnisse ändern sich nicht wesentlich. Um eine Auflösung dieses breiten, ver-

wischten Bandes zu erreichen, wurden der Funkenstrecke Kapazitäten parallel geschaltet. Bild 8 ( $C = 128 \text{ p F}$ ) zeigt den Erfolg. Offensichtlich findet während der Entladung ein Anstieg der Spannung bis zu einem bestimmten Umschlagpunkt statt, nach welchem dieselbe auf einen gewissen Wert wieder "herunterfällt" um das Spiel von neuem zu beginnen. Diese Oszillation hat den Charakter einer Kippschwingung. Da wir diese Kippschwingung durch Anlegen von Kapazitäten an die Funkenstrecke "auseinandergezogen" haben, muss ein eindeutiger Zusammenhang zwischen ihrer Schwingungsdauer und der angelegten Kapazität  $C$  bestehen. In Bild 15 sind die Ergebnisse der Auszählung von 11 Oszillogrammen wiedergegeben, die bei konstantem Funkenstrom  $I_p = 0,5 \text{ A}$  und konstantem Elektrodenabstand  $d = 5 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$  registriert wurden. Wir sehen, dass die Schwingungsdauer  $T$  eine lineare Funktion der angelegten Kapazität ist. Die untere Gerade ist der berechnete Wert einer "idealen" Kippschwingung, d.h. einer Kippschwingung, bei der die Entladung des Kondensators wirklich nur im Kippmoment, wenn das Ventil plötzlich umschaltet, stattfindet; während im Bereich der Anstiegszeit das Ventil einen unendlich grossen Widerstand aufweist. In die Formel zur Berechnung einer Kippschwingung  $T = \frac{\Delta U \cdot C}{I_{\text{sec}}}$  ist die gemessene Kapazität und die gemessene sekundäre Stromstärke der Oszillogramme eingesetzt worden. Die Spannung  $\Delta U$  ist die durchfallene Spannungsdifferenz beim Zusammenbruch. In Bild 7 erkennen wir, dass die überwiegende Anzahl der Durchschläge nicht bis zur Symmetrielinie, d.h. bis zum Nullpotential, durchlaufen, sondern vorher haltmachen. - Wir werden in unsere Überlegungen keinen allzu grossen Fehler bringen, wenn wir annehmen, dass die durchfallene Spannungsdifferenz gleich der halben Ausgangsspannung ist. - Diese ist wiederum in weiten Bereichen - mit Ausnahme des unmittelbaren 50 Hz - An- und Ausschwingabschnittes - ziemlich kon-

stant gleich der gemessenen Spannung  $E$ , wie sie in Bild 16 wiedergegeben und definiert ist.- Wir setzen also  $\Delta U = \frac{E}{2}$  und erhalten dann als Zusammenhang zwischen Schwingungsdauer  $\bar{T}$  und Kapazität  $C$  für die "ideale" Kippschwingung die erwähnte Gerade und ersehen aus dem Vergleich mit der gemessenen Kurve (untere Gerade in Bild 15), dass für kleine Kapazitäten die Entladefrequenz der beobachteten Schwingung sich derjenigen einer idealen (berechneten) Kippschwingung nähert. Die Abweichung der Schwingungsdauer  $\bar{T}$  für grössere Kapazitäten ist damit erklärlich, dass die Anzahl der spontanen Zusammenbrüche mit wachsender Kapazität immer kleiner wird, sodass der Teil in dem die Spannung ansteigt, sich immer mehr ausbreiten kann.- Wenn nun auch während der Anstiegszeit ein Stromfluss stattfindet, - im Gegensatz zur idealen Kippentladung, - dann muss das Anwachsen der Spannung länger dauern bis sie den Zündwert zum Kanalaufbau erreicht hat; die Schwingungsdauer wird deshalb grösser. Der Schluss liegt also sehr nahe, dass wir eine Kippentladung vor uns haben, bei der während des Ladevorganges selbst auch eine Entladung mit kleiner Stromstärke brennt, die dann bei entsprechend hoher Feldstärke in eine Entladung hoher Stromstärke, - einen Kanaldurchbruch, - übergeht. Diese Annahme wird übrigens gestützt durch die Beobachtung an den Spannungsoszillogrammen, dass nirgends an den Begrenzungen der Kippabschnitte Zünd- oder Löschspitzen auftreten. Dieser Entladungsmechanismus verlangt auch für den Stromverlauf einen abrupten Umschlag, was Bild 9 bestätigt. Bild 10 greift einen einzelnen Zusammenbruch heraus.- Wir ersehen hier deutlicher noch als bei den Spannungsoszillogrammen, dass ein völlig unstetiger Uebergang in den Kanaldurchbruch vor sich geht und zwar so schnell, dass der Elektronenstrahl im Durchbruch nicht mehr schreibt. Sobald der Durchbruch beendet ist, kehrt der Strahl gleitend wieder in seine Ausgangslage

zurück. Wir sehen aber auch, dass zwischen den Entladungsspitzen der Strom nicht auf Null absinkt, sondern, - im Rahmen der 50 Hz Periode als Einhüllende, - eine Glimmentladung mit ausgeprägter Charakteristik brennt. Spannungs- und Stromcharakteristik legen den Kanalaufbau beim Funkenzusammenbruch nahe. Ein wesentlicher Faktor beim Kanalaufbau ist aber eine sehr hohe Feldstärke zum Aufbau desselben. - Zur Nachprüfung dieser Frage wurde bei periodischer Zeitablenkung die durchschnittliche kritische Spannung  $E$  (Definition in Bild 16); bei der der aufsteigende Spannungsast plötzlich wieder abfällt), mit einer Mess-Schablone auf dem Oszillographenschirm vermessen. Bild 16 zeigt das Ergebnis der Messung, die Definition von  $E$  und seine Lage in der Periode. Die Spannung wurde über die bekannte Ablenkempfindlichkeit der Schirmbildröhre von  $23 \text{ V}_{SS}/\text{cm}$  und das Spannungsteilerverhältnis am Messwiderstand von  $1 : 20$  aus der Längenmessung auf dem Schirmbild errechnet. Wir sehen, dass die Spannung an der Funkenstrecke mit sinkendem Elektrodenabstand abnimmt. Ebenfalls nimmt die Spannung mit steigendem mittlerem Funkenstrom ab um bei etwa  $I_{pr} = 1,2 \text{ A}$  einen Grenzwert zu erreichen. Bei diesen Messungen war den Elektroden keine Kapazität parallelgeschaltet, wohl aber die Nebenfunknstrecken kurz geschlossen. Für uns ist wichtig, dass die Spannung für den kleinen Elektrodenabstand von einigen hundertstel Millimeter sehr hoch ist; sie schwankt zwischen etwa 800 und 1500 V. Wenn wir eine mittlere Spannung von 1000 V und einen Elektrodenabstand von  $5 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$  annehmen, so entspricht das einer Feldstärke von  $2 \cdot 10^5 \text{ V cm}^{-1}$ . Das heisst: Die Feldstärke zwischen den Elektroden ist von einer Grössenordnung, die den gemessenen statischen Durchbruchfeldstärken für den Kanalaufbau bei grösseren Elektrodenabständen durchaus entspricht.

Ueber die Spannung, welche langsam bis zum Durchbruch ansteigt, gibt

Bild 6 und 13 Auskunft. Die Stromstärke ist bei Bild 6 etwa der üblichen von 0,5 A in Petroleum gleich; es ist für die Entladung in Luft für alle Entladestromstärken  $I_{pv}$  zwischen 0,2 und 1,5 A charakteristisch. Unser Schluss ist nun folgendermassen aufgebaut: Wenn für die Entladung an unseren Elektroden der normale Spannungsverlauf einer Gasentladung bei grösseren Elektrodenabständen noch Gültigkeit hat, dann ist der waagerechte Kurventeil in Bild 6 als der stromunabhängige Teil der Entladungscharakteristik anzusehen, folglich müssten wir durch Verkleinerung der Stromstärke in den negativen Teil der Entladungscharakteristik kommen: Hier kann dann die Spannung bis zum kritischen Wert ansteigen, bei dem der Kanalaufbau einsetzt, d.h. die Kippschwingung beginnt. Tatsächlich ist das der Fall, wenn wir die Stromstärke  $I_{pv} = 0,4$  A von Bild 6 auf  $I_{pv} \leq 125$  mA senken (Bild 13). Hier setzt der Kanalaufbau zum ersten Mal am Beginn der Periode ein. Durch diesen wird die Funkenstrecke offensichtlich so stark ionisiert, dass die Strom-Spannungscharakteristik nach einigen Durchschlägen wieder in den linearen Teil zurückkehrt: Die Durchbruchfeldstärke wird dann nicht mehr erreicht.

Wenn wir wieder die Spannungsmessung wie in Bild 16 durchführen, diesmal aber mit der Funkenstrecke in Luft, so ergibt sich für den eben geschilderten Vorgang, die Darstellung von Bild 17. Die Spannungskurven für konstante Stromstärke als Funktion des Elektrodenabstandes liegen bis zum Kippentladungsbeginn bei 120 mA alle eng beisammen und zeigen nur einen ganz flachen Anstieg mit wachsendem Elektrodenabstand d. Plötzlich bei  $I_{pv} \leq 120$  mA (z.B. bei 70 mA), mit Einsetzen der Kippentladung, springt die Spannung zu einem völlig anderen Verhalten über und mündet erst bei kleinen Elektrodenabständen (hohe Ionisierung!) unter steilem Winkel, genauso wie die Kurven in Petroleum (Bild 16),

wieder in die anderen Kurvenzüge ein: Das ist ein anschaulicher Beweis dafür, dass die Änderung der Spannungscharakteristik durch Senken des Funkenstromes auf eine Änderung der Ionisationsverhältnisse in der Funkenstrecke zurückzuführen ist: Verkleinerung der Stromstärke und Verkleinern des Elektrodenabstandes wirken dabei gegenläufig. Vergleichen wir Bild 16 und 17 miteinander, so können wir nun auch über die Funktion des Petroleums eine Aussage machen: Da wir durch Verkleinerung der Entlade-Stromstärke  $I_{pv}$  in Luft um etwa eine Grössenordnung gegenüber der Entladung in Petroleum die gleiche Entladecharakteristik (Kippschwingungen) erreichen können, haben wir die Hauptaufgabe des Petroleums darin zu sehen, dass es eine starke entionisierende Wirkung auf die Funkenstrecke ausübt: Mit Hilfe des Petroleums ist es möglich, die Entladecharakteristik nach einem Kanaldurchbruch auch bei grösseren Stromstärken und sehr kleinen Elektrodenabständen immer wieder in den negativen Teil der Entladungscharakteristik zurückzuführen, sodass die Elektrodenspannung erneut bis zur Spannung, bei der der Kanaldurchbruch erfolgt, ansteigen kann.

Inwieweit das Petroleum durch Kühlung der Elektroden, durch Reinigung der Elektrodenoberflächen und als Gas sonst noch in den Entladungsmechanismus eingreift, bleibe dahingestellt.

Die Auffassung, dass wir uns bei Bild 13 gerade an der Grenze befinden, an welcher die Entladung zwischen negativer Strom-Spannungscharakteristik und stromunabhängiger Spannungscharakteristik je nach den Ionisationsverhältnissen hin- und herschwankt, wird auch bestätigt, durch die Stufen, die in dem aufsteigenden Kurvenast nach dem ersten Durchbruch auftreten: Wir befinden uns hier im negativen Teil der Charakteristik: Die Spannung nimmt schnell zu, die Ionisation der Fun-

kenstrecke steigt an, wir kommen in den stromunabhängigen Teil der Charakteristik: Nun will die Spannung nicht mehr weiter ansteigen, es bildet sich die Stufe aus. In dem Augenblick, in dem die Spannung nicht mehr ansteigt, geht auch die Ionisation in der Funkenstrecke zurück: Wir kehren wieder zurück in den negativen Ast der Charakteristik: Die Spannung steigt weiter an und das Spiel beginnt von neuem, bis die Durchbruchfeldstärke erreicht wird.

Noch verständlicher wird die Situation, wenn wir mit der Stromstärke soweit zurückgehen, dass bei normalem Elektrodenabstand die Kipp-schwingung sich über die ganze Periode erstreckt und nun der Elektrodenabstand  $d$  immer kleiner gewählt wird. Wenn wir die Elektroden auf  $6 \cdot 10^{-3}$  cm nähern, setzt plötzlich der Durchschlag ein: Bild 14. Das heisst: Durch Nähern der Elektroden erreichen wir die Durchbruchfeldstärke, der Durchbruch hat ein rapides Absinken der Spannung zur Folge und deshalb endet dieser in einer Entladung kleiner Stromstärke, die jetzt mit einer Charakteristik, die den Ionisationsverhältnissen am Ende des Kanaldurchbruches entspricht, weiterläuft; in Bild 14 z.B. sogleich nach oben. Wird die Funkenstrecke durch die Durchschläge immer stärker ionisiert (indem wir die Elektroden weiter nähern), so kann der Fall eintreten, dass die Entladung immer mehr in den geraden Teil der Charakteristik kommt und nach einer Anzahl von Durchschlägen die Kanalentladungen aufhören (siehe Bild 11). Man erkennt auch, dass gegen Ende der Entladungsperiode die Durchschläge wieder für einige Zeit einsetzen, da gegen Ende der 50 Hz- Periode der Strom soweit zurückgegangen ist, dass wir wieder im fallenden Ast der Charakteristik angelangt sind. Das Aussetzen der Durchschläge in Bild 11 ist dadurch erzwungen worden, dass wir die Elektroden bis auf einen

Abstand von  $2 \cdot 10^{-3}$  cm einander näherten. Werden die Elektroden noch weiter genähert (unterhalb  $1 \cdot 10^{-3}$  cm), so setzt eine neue Entladungsart ein, wobei sich die (mittlere) stromunabhängige Entladungscharakteristik von Bild 11 zu einem unregelmässigen Kurvenzug krümmt, von dem die Durchschläge bis in die Nähe des Spannungsnullpunktes erfolgen - Bild 12. Ob es sich hierbei um die Bildung von Kohlebrücken zwischen den Elektroden handelt, die in unregelmässiger Weise wieder aufgelöst werden oder um eine echte Lichtbogencharakteristik, konnte nicht mit Sicherheit festgestellt werden. Bei dieser Entladungsart trat ein zischender akustischer Ton auf und zwischen den Elektroden wurde nicht wie bei der normalen Entladungsart das kurze Szintillieren von blauen Entladungsfunken beobachtet, sondern das Flackern eines gelbroten Lichtes, das von einem ausgedehnteren "Brennfleck" auszugehen schien. Wir sehen aus den Oszillogrammen, dass bei der zuerst geschilderten Entladungsart der Zusammenbruch der Spannung in Zeiträumen kleiner als  $2 \cdot 10^{-6}$  sek. vor sich gehen muss: Deshalb kann dieser Spannungszusammenbruch auch nicht durch eine normale Gasentladung mit Townsend-Mechanismus erklärt werden, da ein solcher Entladungsablauf eine Trägheit besitzt, die im Bereich von  $10^{-6}$  sek auf alle Fälle sich bemerkbar machen müsste.



## 6.) Folgerungen aus den Versuchsergebnissen.

Mit Hilfe der vorliegenden Versuchsergebnisse, besonders in Hinsicht auf die unter 5.) beobachteten Stossspannungs-Zusammenbrüche, wird nach einer Erklärung des Anregungsmechanismus gesucht. Da die Feldverteilung im Hohlraumresonator noch nicht sicher experimentell festgestellt werden konnte, müssen weitere Untersuchungen abgewartet werden. Auch der Zusammenhang mit den klassischen Funkensendern im Langwellengebiet ist noch nicht geklärt.

## 7.) Schlusswort.

Die Untersuchungen wurden im Rahmen einer Dissertation am II. Physikalischen Institut der Universität München ausgeführt. Herrn Professor Walter Rollwagen möchte ich für seine Anteilnahme und Hilfe herzlich Dank sagen; auch Herrn E. Biller und Herrn S. König bin ich für zahlreiche Diskussionen zu Dank verpflichtet. Die mechanischen Anforderungen an die Apparatur konnten Dank der unermüdlichen Mitarbeit der Herren Mechaniker A. Selze, G. Huber und des Werkstattleiters Herrn W. Schmidt erfüllt werden.



8.) Literaturverzeichnis

- 1.) H. Anders Zusammenfassung seiner Diplomarbeit  
Phys.Blätter H. 7 (1949)
- 2.) H. Anders Zusammenfassung seiner Dissertation  
Ztschr. f. Phys. 129, I (1951)
- 3.) H. Anders Ein leistungsfähiger Sender zur Demonstration der Hertz'schen Versuche  
Diplomarbeit: Frankfurt a.M. (1948)
- 4.) H. Anders Entwicklung eines Funkensenders für schwach gedämpfte Zentimeterwellen stetig variierbarer Frequenz  
Dissertation Frankfurt a.M. (1950)
- 5.) Fa. Leybold, Köln Katalog Ph 18 Gerät Nr. 58230 und  
Gerätekarte Nr. 58230
- 6.) Montgomery Principles of Microwave Circuits  
Mc. Graw-Hill (1948)
- 7.) Köhrmann Ztschr. f. ang. Phys.  
7, 4 (1955)
- 8.) Weinke Felder und Wellen in Hohlleitern  
R. Oldenbourg, München (1949)
- 9.) Ludenia El. Nachr. Techn. 19, 112 (1942)
- 10.) H. Hertz Annalen d. Ph. 31 (1887)



### 9.) Lebenslauf

Der Verfasser dieser Arbeit wurde am 11. März 1929 in Trudering bei München geboren. Seine Schulzeit verbrachte er in Kempten im Allgäu. Nach dem Besuch der 5. Klasse der Volksschule wechselte er 1940 in die Oberschule für Jungen über, in der er nach Unterbrechung durch die Kriegsereignisse am 14. Juli 1949 die Reifeprüfung ablegte.

Am 16. November 1949 begann er das Studium der Physik an der Universität München.



Bild 1a

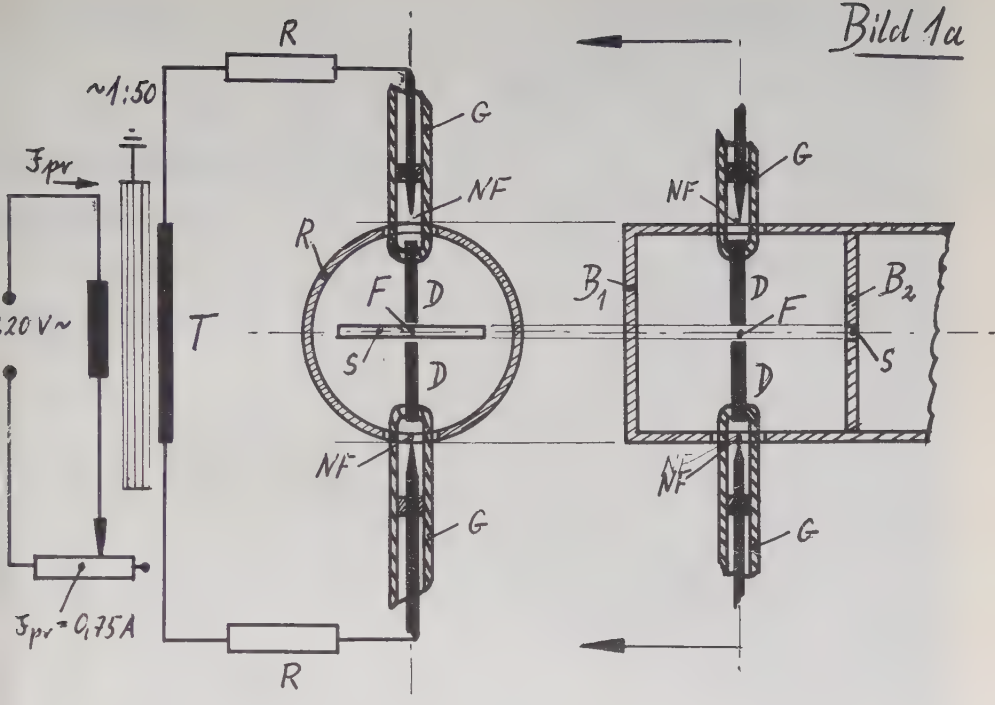
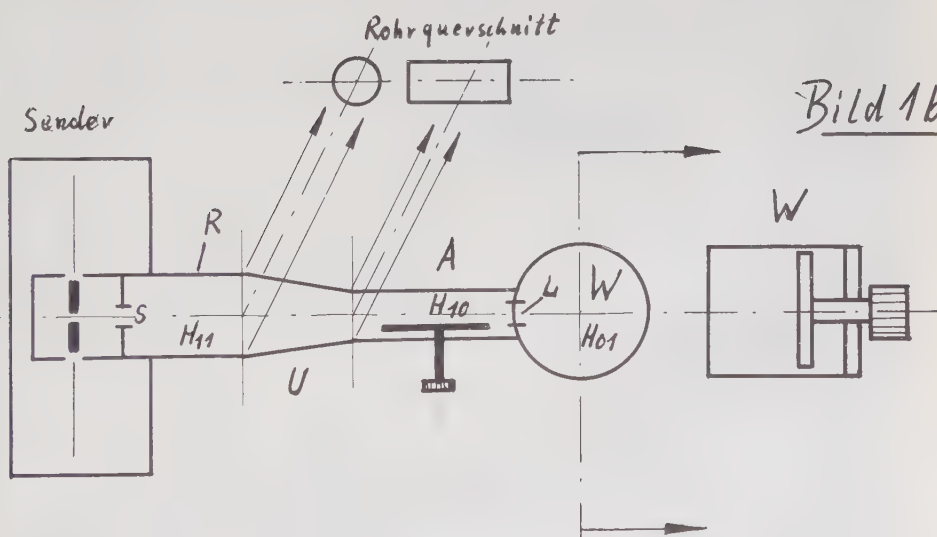


Bild 1b



Schematische Darstellung der Versuchsanordnung

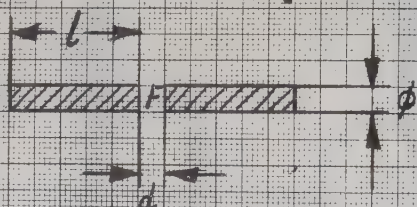
Bild 1a: Der Hohlraumresonator

Bild 1b: Messanordnung

# Bild 2

$\lambda_{\text{gem}}$

Wellenlänge im freien Raum



Elektrodenabstand  
der Hauptfunken-  
strecke  
 $d \cdot 10^{-2} \text{ mm}$

5,67

5,66

5,65

5,64

7

9

11

13

15

17

19

21

Elektrodenlänge

$L \cdot \text{mm}$

$d = 1$

3

5

7

9

11

Vom Resonator ausgestrahlte Wellenlänge als Funktion der Elektrodenlänge und des Elektrodenabstandes der Hauptfunkenstrecke  $\phi = 2 \text{ mm}$

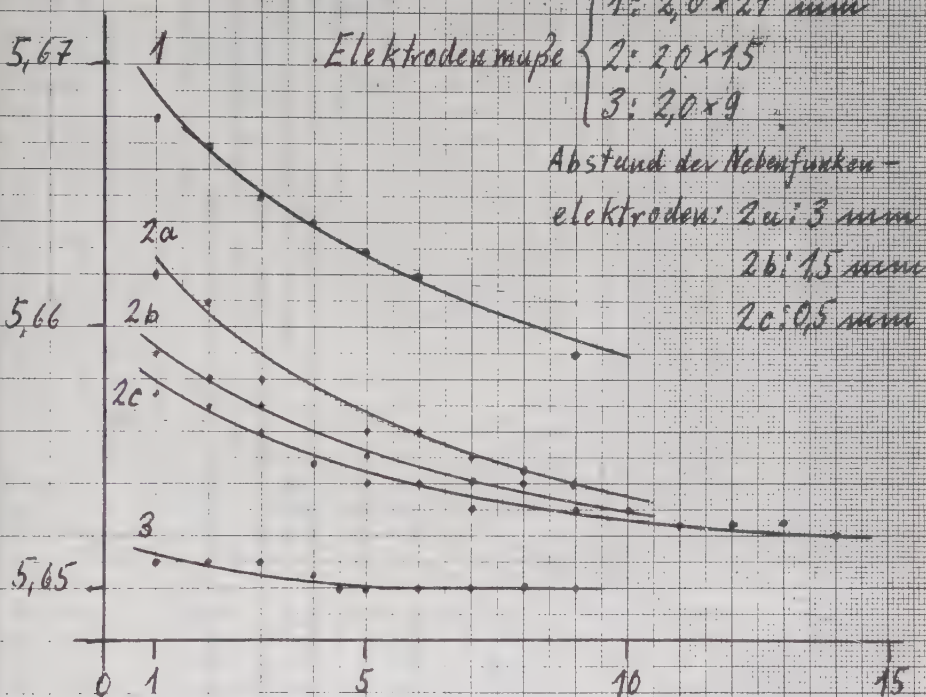
Bild 3

 $\lambda$ , cm

Wellenlänge im freien Raum

Elektrodenmaße {  
 1:  $2,0 \times 21$  mm  
 2:  $2,0 \times 15$   
 3:  $2,0 \times 9$

Abstand der Nebenfunkken-  
 elektroden: 2a: 3 mm  
 2b: 1,5 mm  
 2c: 0,5 mm



Vom Resonator ausgestrahlte Wellenlänge als Funktion des Elektrodenabstandes der Hauptfunkenstrecke.  
 Parameter: Elektrodenlänge 1 und Abstand der Nebenfunkkenstrecken S

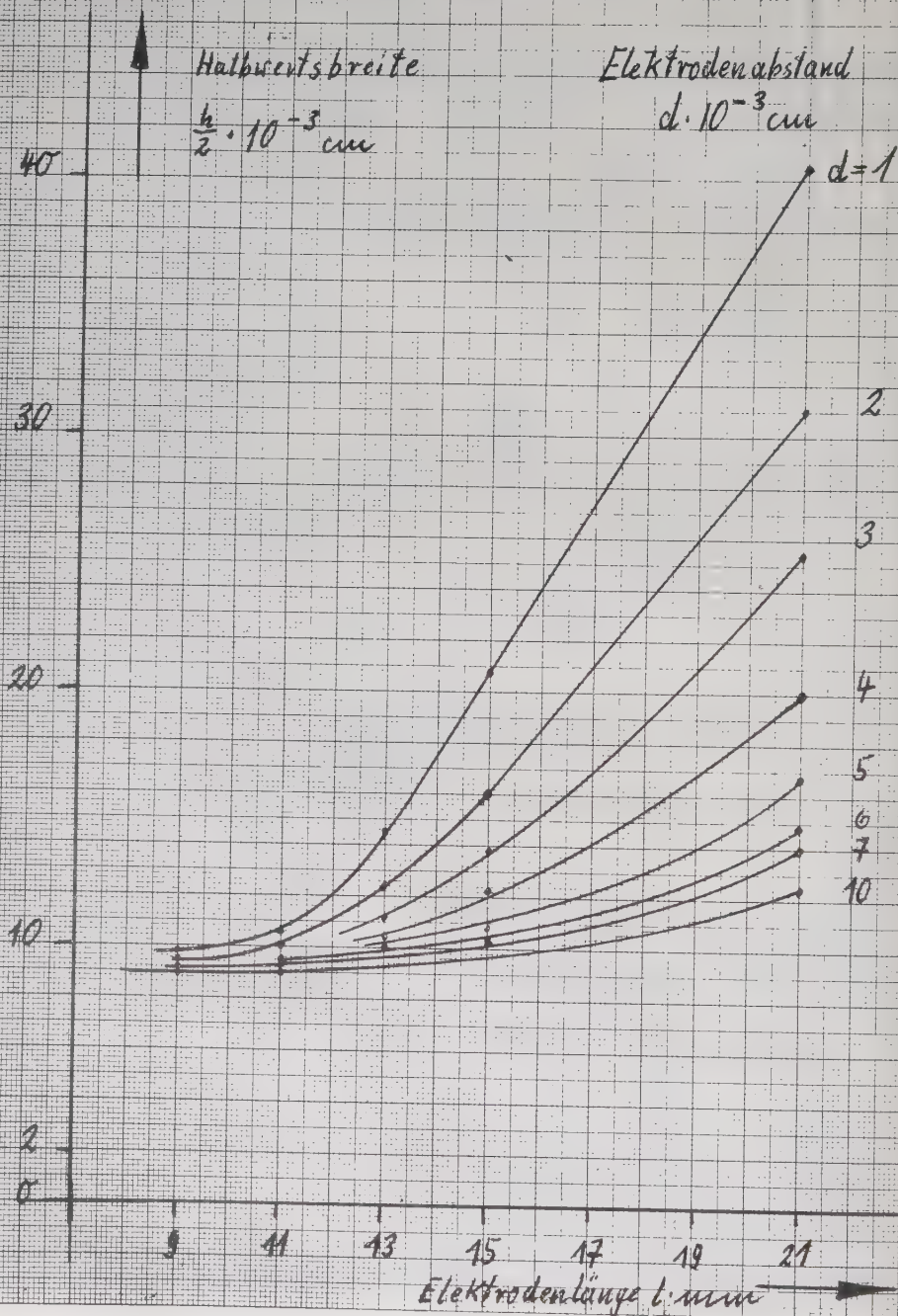
| Kurve Nr. | 1. mm | S mm |
|-----------|-------|------|
| 1         | 21    | 2    |
| 2a        | 15    | 3    |
| 2b        | 15    | 1,5  |
| 2c        | 15    | 0,5  |
| 3         | 9     | 2    |

Elektrodenabstand  
 $d \cdot 10^{-2}$  mm

$\phi = 2$  mm

Halbwertsbreite der Strahlung als Funktion der Elektrodenlänge  $l$  und des Elektrodenabstandes  $d$   $\varphi = 2^\circ$

Bild 4



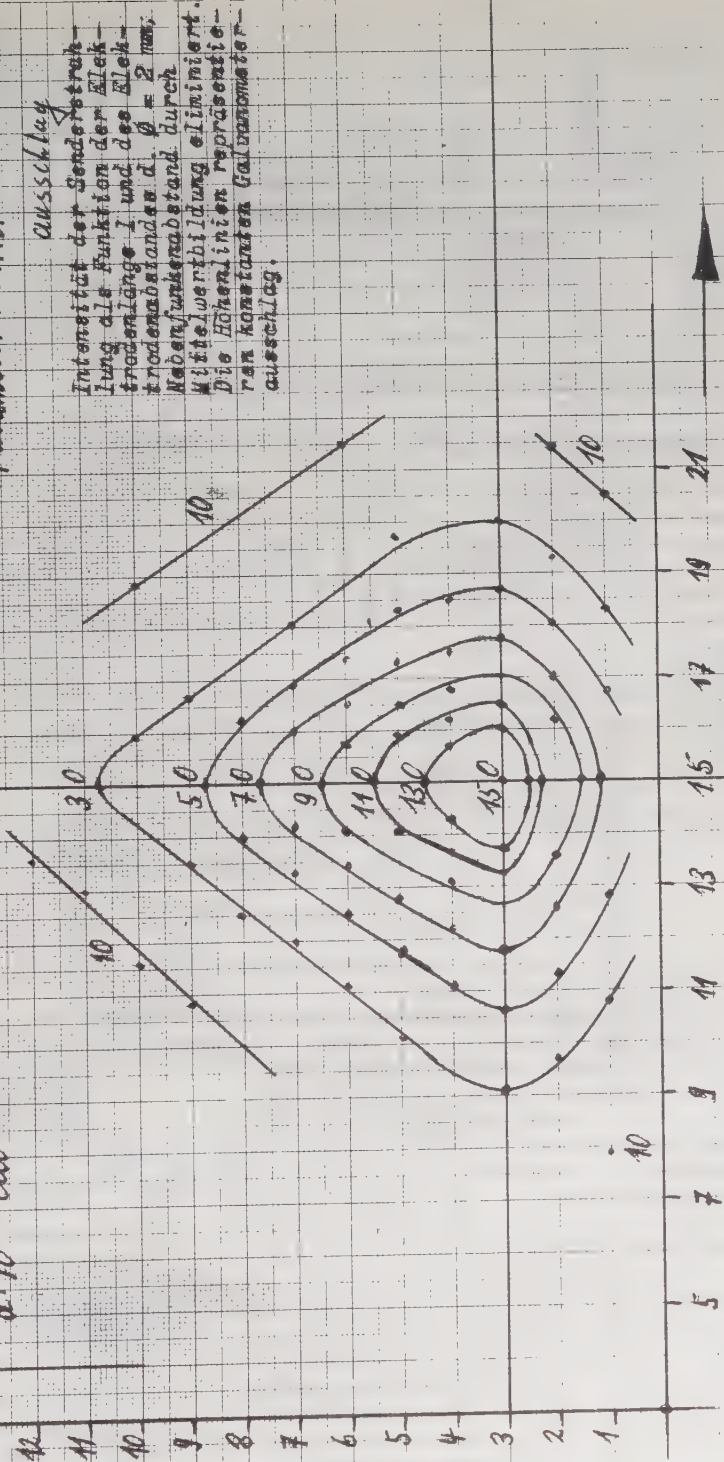
# Bild 5

Parameter: Sktl. Galvanometer-

ausschlag

Intensität der Sendestrahlung als Funktion der Elektrodenlänge  $l$  und des Elektrodenabstandes  $d$ .  $\varnothing = 2 \text{ mm}$ .  
Nebenfunkenabstand durch Mittelwertbildung eliminiert.  
Die Höhenlinien repräsentieren konstanten Galvanometerausschlag.

Elektrodenabstand  
 $d \cdot 10^{-3} \text{ cm}$



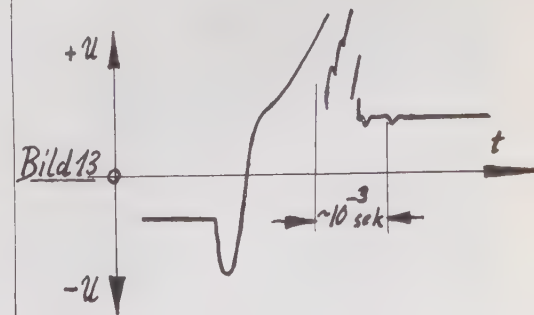
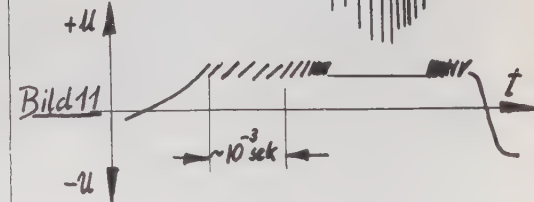
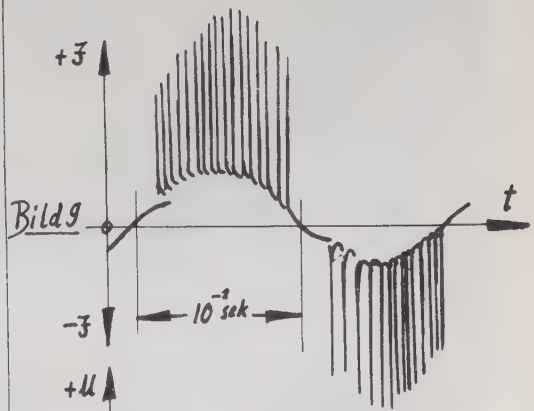
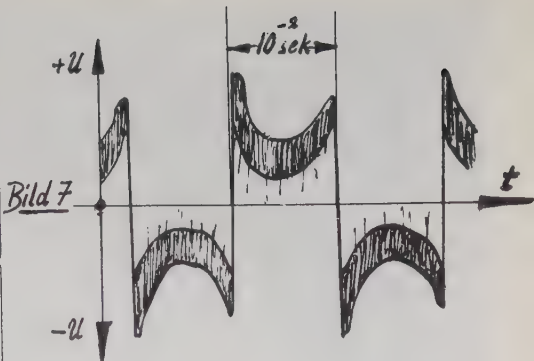
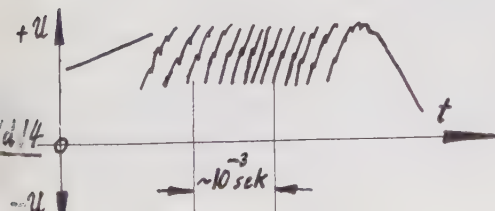
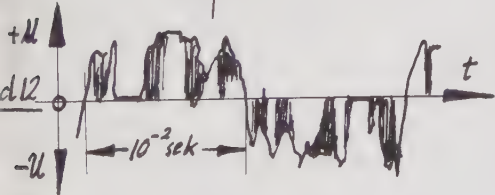
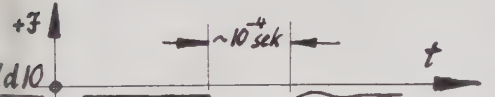
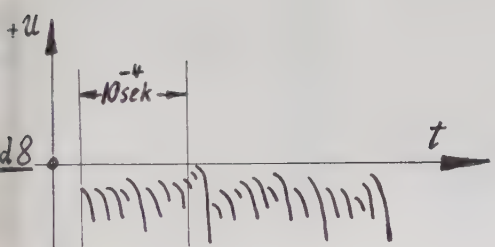
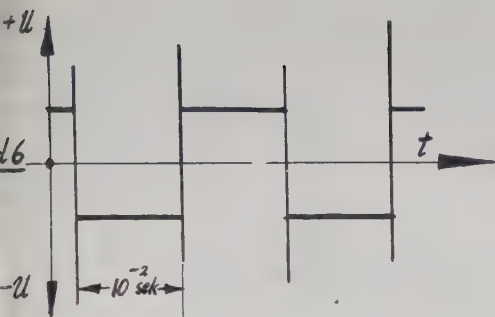
Elektrodenlänge  $l \text{ mm}$

# *Erklärungen zu den Oszillogrammen Bild 6 - 14*

## Registrierung des Entladungsverlaufes.

Hauptfunken-Spannung: U.      Hauptfunkenstrom: I

| Bild<br>Nr. | Hauptfunken<br>in: | $d \cdot 10^{-2}$<br>mm. | $I_{pr} \cdot A$ | $C \cdot pF$ |
|-------------|--------------------|--------------------------|------------------|--------------|
| 6           | Luft               | 4                        | 0,4              | 0            |
| 7           | Petroleum          | 3                        | 0,5              | 0            |
| 8           | "                  | 6                        | 0,5              | 128          |
| 9           | "                  | 6                        | 1,0              | 1870         |
| 10          | "                  | 6                        | 0,5              | 1870         |
| 11          | Luft               | 1                        | 0,070            | 0            |
| 12          | "                  | <0,5                     | 0,070            | 0            |
| 13          | "                  | 6                        | 0,125            | 0            |
| 14          | "                  | 6                        | 0,070            | 0            |



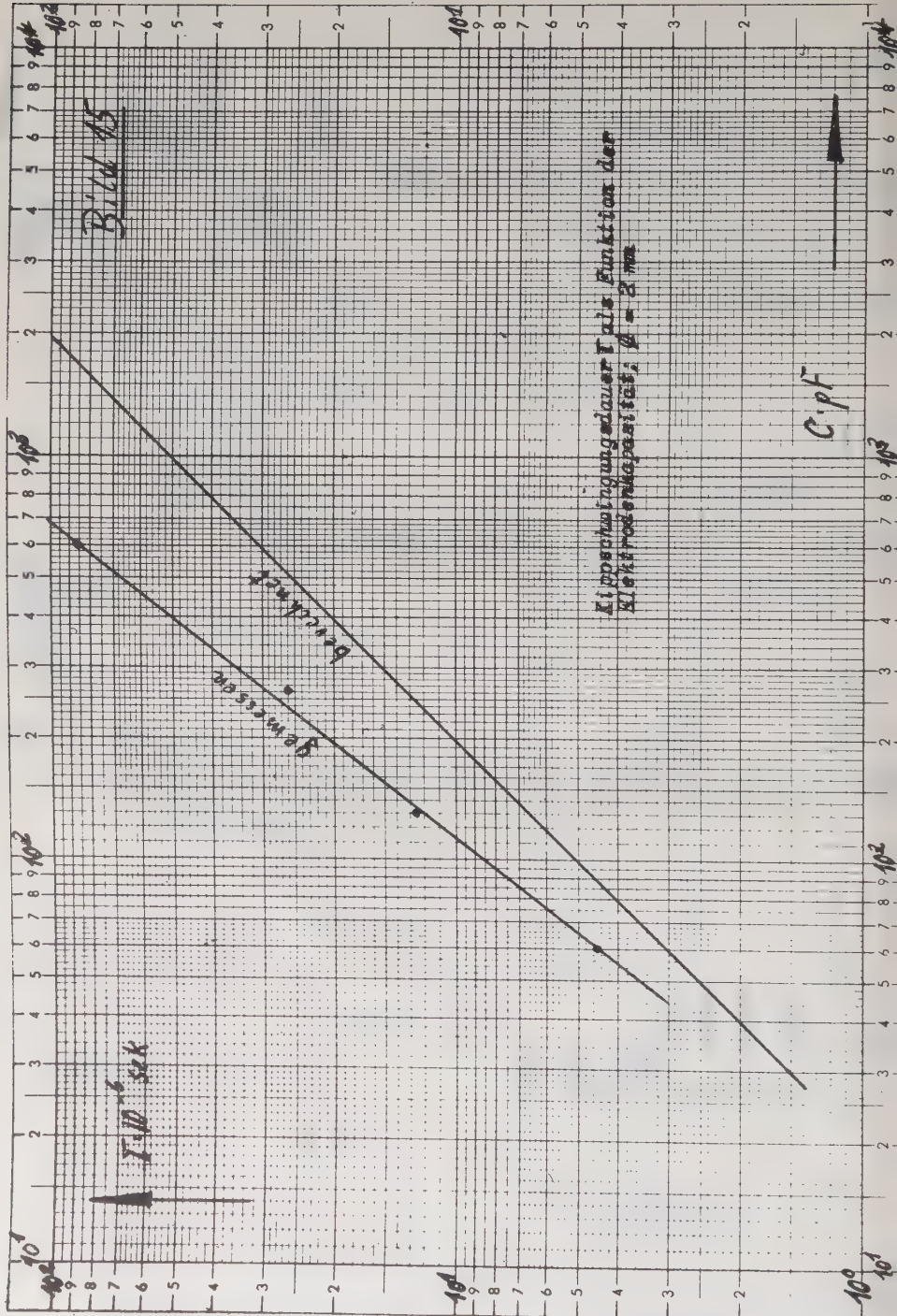
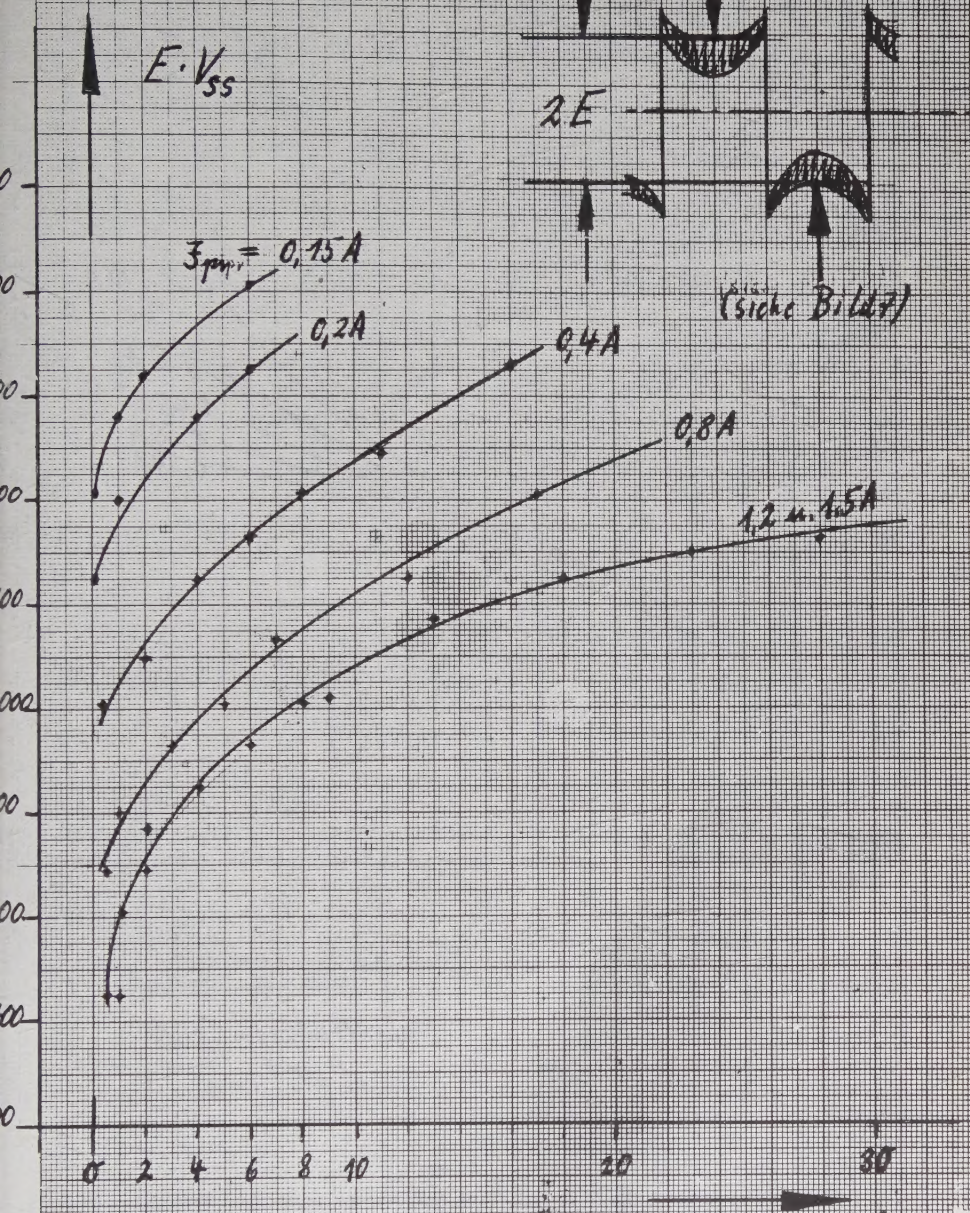
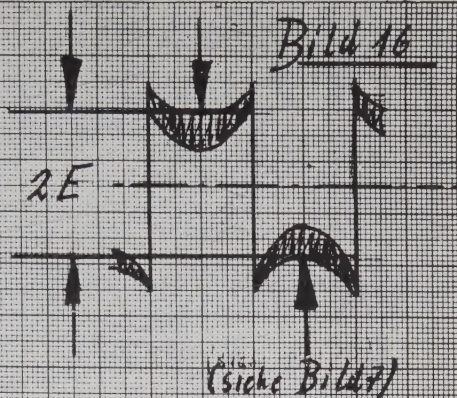


Bild 16

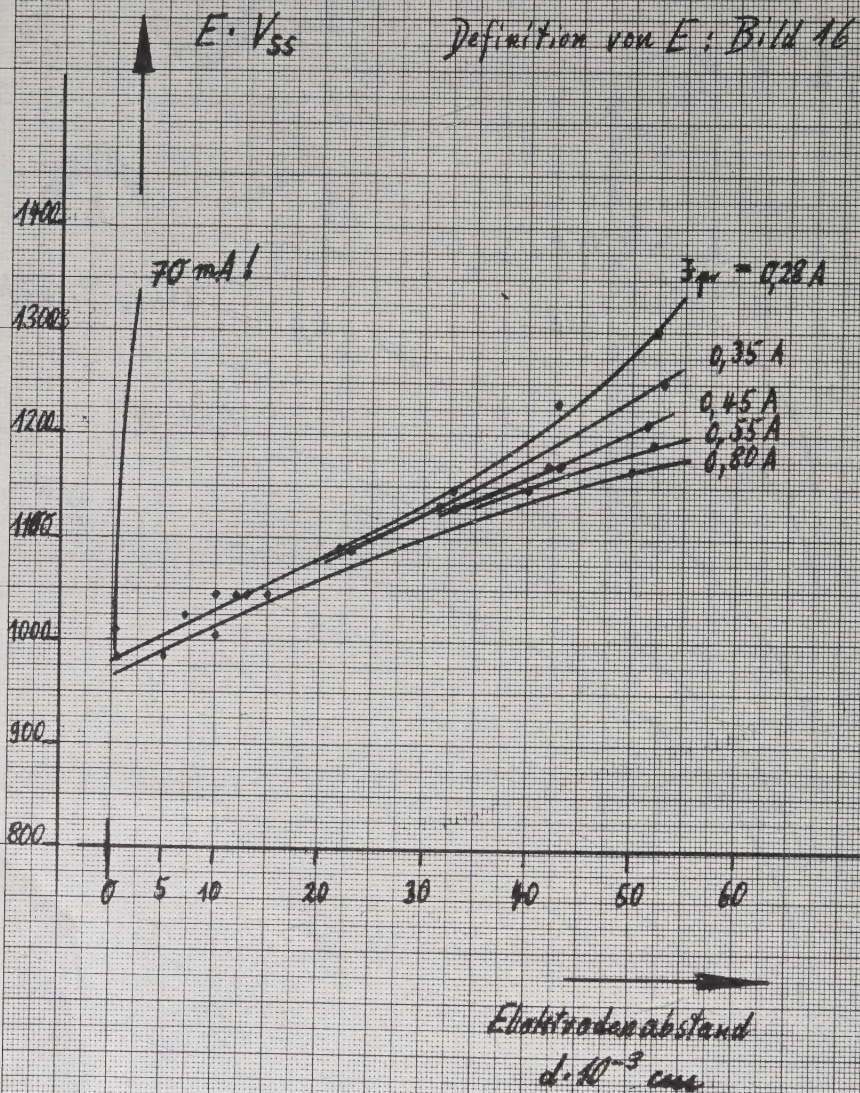


Elektrodenabstand  $d \cdot 10^{-2} \text{ mm}$

Elektroden-Spannung der Hauptfunkenstrecke bei der Entladung in Petroleum.

# Bild 17

Definition von E: Bild 16



Elektrodenspannung der Hauptfunkenstrecke bei der Entladung in Luftatmosphäre.



